



TITLE:

高温超伝導体母物質における双対性(2002年度基礎物理学研究所研究会「物性物理と場の理論」,研究会報告)

AUTHOR(S):

森成, 隆夫

CITATION:

森成, 隆夫. 高温超伝導体母物質における双対性(2002年度基礎物理学研究所研究会「物性物理と場の理論」,研究会報告). 物性研究 2003, 80(3): 482-483

ISSUE DATE:

2003-06-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/97556>

RIGHT:

高温超伝導体母物質における双対性

京都大学 基礎物理学研究所 森成 隆夫¹

1 高温超伝導体における乱れたスピン系？

銅酸化物高温超伝導について確立している事実は、ホールドープによって Néel 秩序が失われた後で超伝導が起きるということである。しかしながら、Néel 秩序が失われたあとで実現するであろう乱れたスピン系がどのような状態であるか、またその低エネルギー励起は何か、という問題は未解決のきわめて難しい問題である。

ドープしていない高温超伝導体の母物質が、2次元反強磁性 Heisenberg 模型で記述され、基底状態が Néel 状態であることはよく知られている。Néel 秩序相を記述するのに有用な理論として Schwinger boson 理論 [1] がある。Schwinger boson 理論では、Néel 秩序相は Schwinger boson の Bose 凝縮相 [2] として記述される。一般に Bose 凝縮相では、乱れの効果として vortex 励起が重要な役割を演じる。では、Schwinger boson の Bose 凝縮相における vortex 励起はどのような励起であろうか？これに関しては、Ng の先駆的な仕事 [3] がある。彼は $S = 1/2$ の場合には、vortex 励起が fermion 励起として記述されることを示唆した。本稿では Ng の解析で考慮されていなかったゲージ場の自由度を含めた考察を行う。

2 Schwinger boson 平均場理論とその双対変換

Schwinger boson の Bose 凝縮相（すなわち Néel 秩序相）は次の作用によって記述される [4]：
 $S = \frac{2}{g} \int d^3x \sum_{\sigma} |(\partial_{\mu} + i\alpha_{\mu}) \zeta_{\sigma}(x)|^2 + S_{\alpha}$ 。ここで $\zeta_{\sigma}(x)$ は Schwinger boson 場である。ゲージ場 α_{μ} は Schwinger boson 理論における局所 U(1) ゲージ対称性 [4] に由来するものである。Bose 凝縮によってゲージ対称性は破れるため、 S_{α} はゲージ場 α_{μ} の質量項を表す。

文献 [3] で論じられているように vortex 励起は Schwinger boson についての拘束条件のために fermion 統計に従う。また媒質の低エネルギー励起が Goldstone モードであるためにその dynamics は相対論的である [3]。Fisher-Lee の双対変換 [5, 3] を施すことによって、vortex 励起を記述する場 ψ について次の Lagrangian 密度が得られる：

$$\mathcal{L} = \bar{\psi} [\gamma_{\mu} (\partial_{\mu} - ia_{\mu}) + m_D] \psi + \frac{1}{4e^2} f_{\mu\nu}^2. \quad (1)$$

ψ 場は A、B 副格子の区別のため 4 成分場となる [3]。また、ゲージ場 a_{μ} は Schwinger boson のコヒーレントな成分を起源とする。式 (1) は π -flux 相 [6] の有効理論である Schwinger 模型 [7] に

¹ E-mail: morinari@yukawa.kyoto-u.ac.jp

他ならない。Schwinger 模型の解析においては (Dirac) fermion 場 ψ の質量 m_D は動的に誘起される [7] がその値を求めることは困難である。しかしながら、上記の双対性を用いた解析では単に vortex の励起エネルギーで与えられることがわかり、 $m_D \simeq \pi J$ である。

Schwinger boson が Bose 凝縮していない乱れた相において、同様に双対変換を適用すると次の Lagrangian 密度が得られる：

$$\mathcal{L} = \sum_{\tau=A,B} \left[\bar{\psi}_{\tau\sigma} (\partial_0 - i s_\tau a_0) \psi_{\tau\sigma} + \frac{1}{2m^*} \bar{\psi}_{\tau\sigma} (-i\nabla + s_\tau \mathbf{a})^2 \psi_{\tau\sigma} \right] + \frac{e_\alpha^2}{8\pi} a_\mu^2. \quad (2)$$

ここで $s_A = +1$ 、 $s_B = -1$ である。Néel 秩序相と異なり、fermion 場 ψ の dynamics は非相対論的である。非摂動的な解析方法である双対変換を用いた効用として、Néel 秩序相では高エネルギー構造を記述していた fermion 場が、乱れた相では低エネルギーの自由度を記述することがわかる。ただし、ここではストライプのような Néel 秩序と異なる秩序形成の可能性は考慮していない。

式 (2) では、ホールの自由度が入っていない。高温超伝導は母物質にホールをドープして起きる。ドープされたホールはどのように記述されるであろうか？ fermion 場 ψ は Schwinger boson 凝縮相における vortex 励起を記述する。そのため、ドープされたホールが ψ 場によって記述されるという描像はホールドープによる Néel 秩序の急速な破壊という現象を自然に記述する。また、高温超伝導体が示す非 Fermi 液体的振舞いは、fermion 場 ψ が Mott 絶縁体を起源とするものであることに帰着される。上記の描像に基づく、高温超伝導の有効作用は文献 [8] の有効作用においてゲージ場を双対なゲージ場で置き換えたものになることがわかる。文献 [8] で得られている結果はそのまま適用することができ、基底状態は $d_{x^2-y^2}$ 波超伝導である。擬ギャップ相については、文献 [9] を参照されたい。

参考文献

- [1] D. P. Arovas and A. Auerbach, Phys. Rev. B **38**, 316 (1988).
- [2] D. Yoshioka, J. Phys. Soc. Jpn. **58**, 3733 (1989).
- [3] T. K. Ng, **82**, 3504 (1999); T. K. Ng, Phys. Rev. B **52**, 9491 (1995).
- [4] N. Read and S. Sachdev, Phys. Rev. B **42**, 4568 (1990).
- [5] M. P. A. Fisher and D. H. Lee, Phys. Rev. B **39**, 2756 (1989).
- [6] I. Affleck and J. B. Marston, Phys. Rev. B **37**, 3774 (1988).
- [7] D. H. Kim and P. A. Lee, Ann. Phys. **272**, 130 (1999); J. B. Marston, Phys. Rev. Lett. **64**, 1166 (1990).
- [8] T. Morinari, Phys. Rev. B **65**, 064513 (2002).
- [9] T. Morinari, to be published.